

Capítulo 4

Evolución estelar

4.1 Introducción

A pesar de que la experiencia parece decirnos que las estrellas son entes inmutables y eternos, el estudio detallado revela para ellas una naturaleza cambiante: como cualquier sistema natural están sometidas a un proceso de evolución, que a partir de un estado inicial y a través de una serie de procesos físicos la conducen a un inevitable final.

Será el objeto de este capítulo, presentar los aspectos más importantes del conjunto de procesos que dan vida a la estrella, la consumen y finalmente la convierten en un cuerpo muerto.

Uno de las primeras cosas que nos hace pensar que las estrellas no son indefinidamente estables, es el hecho de que dicha estabilidad está garantizada por la existencia de una fuente de energía interior que reponga aquella que la estrella irradia constantemente desde sus superficie. Ahora sabemos que dicha fuente está alimentada constantemente por el Hidrógeno que compone la región central de la estrella. Pero, ¿qué pasa cuando se agota la cantidad finita de hidrógeno disponible?. La estrella se ve abocada a un inevitable proceso en el que debe modificar su estructura para alcanzar el equilibrio perdido. Esta búsqueda del equilibrio es precisamente lo que conocemos como evolución estelar.

¿Cómo se forman las estrellas?, ¿cuáles son los cambios estructurales que sufren cuando se agota su combustible?, ¿cuál es la duración de este proceso?, ¿cómo se modifica la apariencia de la estrella a lo largo del mismo?, ¿cuál es el final de una estrella que ha agotado el material fusionable en su núcleo?, ¿cuáles son las pruebas observacionales de la existencia de la evolución estelar?. Daremos respuesta a estas preguntas en el presente capítulo.

4.2 La formación de las estrellas

¿De dónde procede la materia que constituye las estrellas?. A pesar de que la observación directa parece indicarnos que el espacio entre las estrellas está completamente vacío,



Figura 4.1: La nebulosa del Aguila, una típica nebulosa difusa, en cuyo seno se pueden estar formando estrellas.

como veremos en el siguiente capítulo, la verdad es bien distinta. Llenando los vacíos interestelares se ha encontrado materia, en un estado de bajísima densidad y temperatura, que en determinadas regiones del espacio sufre concentraciones constituyendo objetos como las visibles nebulosas (ver figura 4.1. Esta materia interestelar por particulares procesos puede reunirse para formar las estrellas que finalmente vemos.

Prueba de ello nos la ofrecen hechos como los de encontrar recurrentemente en asociación estrellas que sabemos jóvenes, y nubes densas del medio interestelar, o por ejemplo el hecho de que el disco de las galaxias, donde podemos encontrar las mayores concentraciones de este medio, sea también el lugar donde encontramos la mayor cantidad de estrellas recién nacidas.

¿ De qué forma la materia en las nubes interestelares puede reunirse para formar una estrella?. Sabemos de sólo una fuerza en la naturaleza que tiene la capacidad de actuar a gran escala para lograr el efecto deseado: la gravedad. Las partículas que constituyen una nube, como cualquier objeto en el universo, se atraen mutuamente en virtud de su gravedad. Sin embargo, el movimiento aleatorio de las mismas actúa como un efecto disgregador de la nube. En condiciones naturales puede decirse que las nubes en el medio interestelar se encuentran en un estado de casi-equilibrio en el que los dos efectos se compensan; pero en ciertos momentos dicho equilibrio puede verse temporalmente roto. Fuera del equilibrio ¿ cuál es el futuro de la nube?.

Imaginemos, por ejemplo que sobre una nube en equilibrio se produce una perturbación

que comprime una porción de la misma. El efecto de la compresión es el de aumentar localmente la densidad, aproximadamente constante de la nube. Una vez formada, ¿cómo evoluciona la perturbación?

Para un sistema autogravitante la condición de equilibrio se expresa en la forma,

$$K = \frac{1}{2} | U |$$

donde K es la energía cinética total del sistema y U es su energía potencial gravitacional. Esta relación no es otra cosa que una forma del conocido como teorema del virial.

Cuando un sistema se encuentra fuera del equilibrio la anterior igualdad no se satisface. Dos son las posibles razones para que esto suceda: la energía cinética del sistema es mayor a la mitad del valor absoluto de su energía potencial gravitacional, o el valor absoluto de la energía potencial supera por el doble la energía cinética total de la nube. En el primer caso

$$K > \frac{1}{2} | U |$$

Esta situación podría interpretarse como aquella en que la materia está más agitada de lo que se encuentra ligada gravitacionalmente, de modo que la perturbación evolucionara haciendo disgregar la nube, por lo menos hasta que se produzca el equilibrio deseado.

En el otro sentido,

$$K < \frac{1}{2} | U | \tag{4.1}$$

que puede interpretarse como si la ligadura gravitacional de la materia superara su tendencia a disgregarse (cuantificada por K). En esta situación, el triunfo de la gravedad sobre el efecto disgregador de la perturbación, que tiende a recuperar el equilibrio, conduciría a la reunión de las partículas, es decir, el colapso gravitacional de la perturbación.

Esta es precisamente la situación que nos interesa en nuestro estudio de la formación de las estrellas.

La condición 4.1 representa el estado en el que debe encontrarse una perturbación producida sobre una nube, para que devenga en el colapso de la misma y pueda formarse el objeto compacto que es una estrella.

Veamos ahora como expresar la condición 4.1 en términos de cantidades más manipulables.

Por simplicidad imaginemos que la perturbación que consideramos, es esférica. En ese caso, un cálculo directo de la energía potencial gravitacional nos entrega,

$$U = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

En nuestra nube ideal las velocidades de las partículas se distribuyen como lo dicta la estadística de Maxwell-Boltzmann, de modo que la energía cinética media de las mismas es igual a $\frac{3}{2}kT$ y así K es,

$$K = \frac{3}{2} \left(\frac{M}{\mu m_H} \right) kT$$

donde μ es el peso molecular promedio de las partículas de la nube. Introduciendo K y U en 4.1 se obtiene la desigualdad,

$$M > \frac{5kTR}{\mu m_H G}$$

por ser la densidad constante, $R = (3M/4\pi\rho)^{1/3}$, de donde,

$$M > M_J$$

$$M_J = \left(\frac{3}{4\pi\rho} \right)^{1/2} \left(\frac{5kT}{\mu m_H G} \right)^{3/2} \quad (4.2)$$

M_J recibe el nombre de *masa crítica de Jeans*, en honor a James Jeans (1847-1946) quien fue el primero en estudiar este tipo de problemas.

Vemos pues que la condición para que al interior de una nube en el medio interestelar se produzca una perturbación en la densidad que finalmente colapse y se convierta en una estrella, es la de que la masa contenida por la perturbación sea superior a una masa crítica que depende de cantidades como la composición química y condiciones en la nube.

La condición de Jeans sobre la masa de la perturbación, puede expresarse también como una condición sobre el tamaño de la misma (La densidad establece una conexión entre la masa y el radio), que se expresa en la forma,

$$R > R_J$$

$$R_J = \left(\frac{15kT}{4\pi G \mu m_H \rho_o} \right)^{1/2}$$

¿ En la realidad se dan las condiciones de masa y tamaño necesarias para que en una nube interestelar se den procesos de colapso gravitacional que finalmente conduzcan a la formación de una estrella?.

El estudio del medio interestelar, del que nos ocuparemos en la segunda parte, muestra que en las nubes más densas del medio interestelar, la densidad es de unos 10^{-16} gr cm⁻³ y la temperatura ronda por los 100K. En estas condiciones los valores críticos del tamaño y la masa de una perturbación que puede colapsar son,

$$M_J \approx 6M_\odot$$

$$R_J \approx 0,03 \text{ a.l.}$$

Donde se asumió $\mu = 1,6$, el peso molecular medio de un gas cuya masa es un 75% Hidrógeno y un 25% Helio.

Pero el tamaño y la masa de estas nubes es mayor a los valores encontrados (ver sección 6.9), de lo que podemos concluir que en ellas puede darse el fenómeno de colapso inducido por un agente perturbador. Además la masa crítica tiene un valor que supera la masa de una estrella típica ($\frac{1}{2}M_{\odot}$) de modo que las perturbaciones que colapsan tienen la posibilidad de formar objetos con capacidad de convertirse en estrellas.

Sabemos pues que en el medio interestelar, principalmente en las regiones más densas, las condiciones están dadas para que una vez creadas perturbaciones, en la densidad, de porciones de nube, colapsen y constituyan estrellas. Pero ¿qué procesos astrofísicos conocidos actuarían como los agentes que inducen perturbaciones en el medio?. Afortunadamente, nuestro universo cercano o lejano, no es tan tranquilo como podría parecer a la instantánea que podemos observar. Cientos de procesos, en ocasiones muy violentos están sacudiendo constantemente el relativamente tranquilo medio que nos rodea. Uno de los más significativos de ellos lo constituyen las conocidas como Supernovas, violentas explosiones de materia y energía que emanan de estrellas que por su avanzado y agotado estadio evolutivo o por las condiciones de su entorno se vuelven inestables y explotan. Este tipo de procesos de los que hablaremos más tarde en este capítulo son capaces de perturbar con el suficiente ímpetu el medio que los rodea e inducir variaciones locales de la densidad de nubes vecinas en el medio interestelar e iniciar así el proceso que finalmente conducirá a la formación de una estrella.

Otro de los efectos perturbativos considerados, lo constituye, por ejemplo el encuentro de la nube con ondas de densidad a gran escala, que se propagan por el cuerpo al que pertenecen (el plano de una Galaxia por ejemplo). Estas ondas de densidad, no son otra cosa que alteraciones del campo gravitacional global que domina la región del espacio en la que reside la nube causadas por concentraciones inusuales de materia, y que al entrar en contacto con la misma la obligan a comprimirse. Este tipo de mecanismos ha sido propuesto como los responsables de la formación de los brazos espirales de las galaxias de este tipo, que no son otra cosa que regiones de las galaxias mismas donde se concentran la mayoría de las estrellas más luminosas (las más jóvenes), lo que revela su verdadera naturaleza de criaderos estelares. El problema de las Ondas de Densidad en el plano de las galaxias espirales y su efecto sobre la formación de estrellas en las mismas, lo abordaremos en la tercera parte del libro.

El proceso mediante el cual una porción perturbada de nube, se concentra y se convierte finalmente en una estrella, guarda algunos secretos que debemos examinar en algún detalle.

La fase inicial de este proceso, recibe el nombre de colapso isotérmico. En ella la energía térmica adquirida por la nube por efecto del colapso gravitacional ¹ es radiada sin dificultad (la materia a estas densidades y temperaturas es bastante transparente) lo que permite que la nube conserve en el proceso una temperatura aproximadamente constante. Al concentrarse la nube, la densidad de la misma crece y el valor crítico de la masa de

¹Cuando la nube colapsa su energía potencial que es negativa y varía como $1/R$, disminuye. La energía total debe conservarse sin embargo, de modo que la energía potencial liberada se convierte en el proceso en energía térmica, energía cinética de las partículas.

Jeans, ($M_J \approx \rho^{-1/2}$), decrece. Este efecto provoca que inhomogeneidades al interior de la perturbación en colapso (que en un principio tenían masas inferiores a la crítica) de súbito se hagan sensibles al colapso e independientemente inicien su propio proceso. Se forman así al interior de la nube, "grumos" en colapso, cada uno de los cuales formará individualmente más tarde una estrella individual. A este fenómeno se lo conoce como fragmentación de la nube y explica por qué la mayoría de las estrellas conocidas se forman agrupadas con otras de su misma clase. Es posible así explicar el origen de cuerpos astrofísicos como los cúmulos de estrellas, muy conocidos por aficionados y profesionales. El proceso de fragmentación no es sin embargo indefinido. En determinadas condiciones de temperatura y densidad (que han crecido en el proceso anterior) se inicia otra fase del colapso de la nube: la fase Adiabática. En esta porción de la historia de la nube en colapso la opacidad de la materia que la constituye se hace tan grande que ahora la radiación liberada por el proceso de calentamiento inducido por el colapso es atrapada contribuyendo a un crecimiento rápido de la temperatura de la nube misma. El aumento en la temperatura, que aparece también como una contribución importante en la determinación del valor de la masa crítica de Jeans, contrarresta el también aumento de la densidad cambiando un poco el futuro de las perturbaciones más "livianas". En la fase adiabática del colapso, la temperatura crece con la densidad por medio de una ley bien conocida para los gases ideales (un supuesto que hacemos respecto al objeto que estamos estudiando),

$$T \approx \rho^{\gamma-1}$$

donde γ es el coeficiente adiabático, que adopta el valor $\gamma = 5/3$ (partículas monoatómica, que adoptaremos en nuestra descripción del colapso).²

Como la masa crítica de Jeans depende de ambas cantidades en la forma,

$$M_J \approx \frac{T^{3/2}}{\rho^{1/2}}$$

se obtiene finalmente que en la fase adiabática la masa crítica se comporta en la forma,

$$M_J \approx \rho^{1/2}$$

es decir el calentamiento adiabático de la nube frena el proceso de fragmentación. Un cálculo detallado del proceso demuestra que dadas las condiciones de la nube, los fragmentos que se forman antes que el proceso detenga su curso, superan un valor mínimo de la masa dado por,

$$M_{min} \approx 0,09T^{1/4}$$

²En esta parte del colapso la temperatura ha ascendido hasta valores del orden de los 1000 K, una temperatura a la cual la mayoría de las moléculas de Hidrógeno, las más abundantes y resistentes ya se han roto, de modo que la aproximación es válida.

si suponemos una temperatura típica del orden de 1000 K para la nube en este estado, obtenemos,

$$M_{min} = 0,5M_{\odot}$$

lo cual representa un valor bastante acorde con las observaciones relativas a la abundancia de estrellas de diversa masa: son las estrellas menos masivas, con masas de este orden las más abundantes. El anterior razonamiento se puede pensar como una explicación de esta observación.

La anterior descripción representa sólo una primera aproximación, con alguna información de valor relativa al proceso como un todo de la complejísima dinámica detrás del proceso de colapso de una nube real. Cuando se elaboran cálculos detallados del proceso, que involucren la consideración de los más generales efectos de naturaleza hidrodinámica, se obtiene un cuadro completo de la evolución de nuestra perturbación hasta la formación de una estrella en el sentido que la conocemos. Se presenta aquí una descripción muy general, de los más interesantes aspectos del proceso.

Cada uno de los grumos que han conseguido crecer durante la fase de fragmentación de la nube, sigue su camino evolutivo independiente. En determinadas condiciones la densidad, la temperatura y la presión son tales en el grumo, que este alcanza un estado de casi-equilibrio hidrostático, formando un objeto más o menos estable, que colapsa lentamente, y que ha elevado su temperatura interior para emitir copiosas cantidades de radiación. Se dice que se ha formado una protoestrella.

A la temperatura a la que se encuentra la materia de la protoestrella, que está casi en equilibrio térmico, su luz es radiada principalmente en la bandas del infrarrojo, con un espectro del tipo del de un cuerpo negro.

Una vez ha adquirido una luminosidad dada y su espectro permite hablar de una temperatura efectiva para la misma, podemos ubicar nuestra protoestrella en el diagrama de Hertzsprung-Russell. Con el tiempo la estructura de la protoestrella cambia por efecto de la aparición y la desaparición de algunos fenómenos que alteran tanto su luminosidad como su temperatura efectiva. El resultado es que cuando se sitúa a la protoestrella en el diagrama H-R su posición cambiará a lo largo del tiempo. El camino que sigue nuestro objeto sobre el diagrama, por efecto de los cambios evolutivos en sus características, recibe el nombre de Trayectoria evolutiva, y constituye una de las más importantes y usadas representaciones de la evolución de las estrellas en cualquiera de sus estadios evolutivos (ver figura 4.2).

En una fase en la que la protoestrella se contrae muy lentamente, ¿qué proceso puede satisfacer su "sed" de energía?. La respuesta la da la caída constante de materia sobre su superficie. Cuando dicha materia que cae libremente hacia el centro de la protoestrella se frena bruscamente al encontrar una región en donde la densidad sube abruptamente, libera toda su energía en forma de calor, que es luego radiado de la superficie y que la calienta considerablemente. La protoestrella se convierte en esta fase en una poderosa fuente de radiación energética. Si es así, ¿por qué no vemos protoestrellas brillando poderosamente en el cielo?. La protoestrella se encuentra envuelta en una gruesa capa

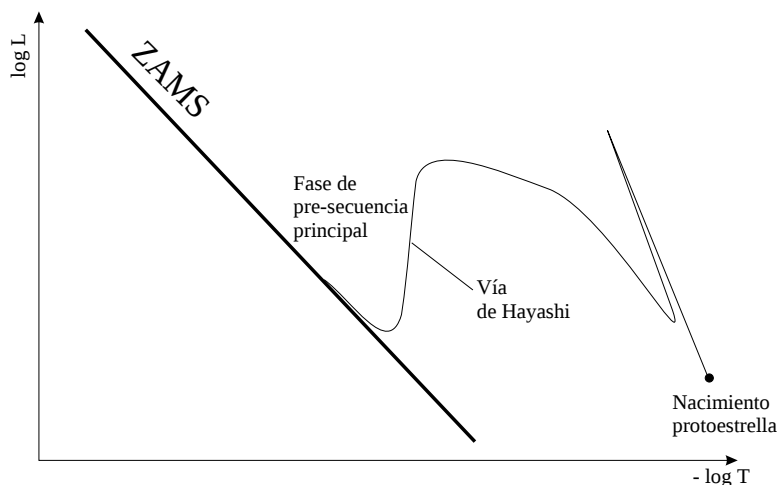


Figura 4.2: Trayectoria evolutiva de una estrella desde sus primeros estadios hasta alcanzar finalmente la secuencia principal.

de gas y polvo que retienen eficientemente la radiación emitida desde su superficie. La energía transportada por dicha radiación es utilizada para destruir los granos de polvo en las vecindades de la protoestrella, formando una región que la rodea a la que se llama el intervalo de opacidad. Más allá de esa región la radiación fuertemente menguada es absorbida por los granos de polvo de la nube para ser reemitida en la forma de radiación infrarroja que finalmente escapa desde la denominada fotosfera de polvo.

Conforme el cuerpo recién formado evoluciona, su luminosidad y temperatura efectiva se ven afectados de tal manera que su posición sobre el diagrama HR varía de modo conocido (como lo muestra la figura 4.2).

Un evento importante en el temprano proceso que vive la estrella deviene cuando la temperatura interior ha crecido lo suficiente para que algunos de los elementos más pesados presentes en ella empiecen a perder en abundancia muchos de sus electrones. Los electrones libres son capturados por átomos neutros de Hidrógeno disponibles en la materia estelar para formar el ión H^- . La materia rica en esta sustancia se vuelve altamente opaca creando inmensos gradientes de temperatura en el cuerpo que conducen a la aparición de inestabilidades convectivas, que en una etapa crítica pueden afectar la estrella en su totalidad. Durante esta fase de su vida la protoestrella, sufre cambios importantes en su aspecto exterior: su temperatura efectiva crece levemente mientras su luminosidad cae sustancialmente. La estrella desciende en el proceso por una trayectoria evolutiva casi vertical que los astrofísicos llaman Vía de Hayashi (Ver figura 4.2).

Antes o después de finalizado el descenso por su vía de Hayashi la estrella entra en una fase distinta de su primigenia evolución: empieza su recorrido final que lo llevara al estadio de prolongada estabilidad del que gozan las estrellas normales. A los objetos que atraviesan

Masa ($M_{\odot}$)	Tiempo (10^6 años)
0,5	196,74
1,0	137,92
1,5	66,63
2,25	21,04
3,0	9,11
5,0	2,07
9,0	0,57
15,0	662,95

Tabla 4.1: Duración de la fase de presecuencia principal para estrellas de distinta masa.

esta fase se los conoce como Estrellas de presecuencia principal.

El creciente incremento de la temperatura crea las condiciones adecuadas en el interior de la estrella para que tengan lugar algunos de los procesos de fusión nuclear que terminarán alimentando la estrella. Tiene lugar en ella por ejemplo la reacción que involucra la fusión de un núcleo de deuterio y un protón con la formación de uno de Helio 3. Esta reacción que puede ocurrir a temperaturas menores a las requeridas para que el proceso de fusión completo del Hidrógeno tenga lugar, trae como consecuencia el reestablecimiento de regiones de transporte radiativo en la previa protoestrella dominada por la convección. La estrella sale así de su vía de Hayashi y empieza su recorrido hacia el establecimiento definitivo del equilibrio.

Cuando la temperatura central de la estrella se ha incrementado lo suficiente, los procesos completos de fusión de los núcleos de Hidrógeno para formar Helio 4 (pp, CON), empiezan a funcionar hasta que se establece completamente el equilibrio y nuestro objeto se detiene temporalmente en una posición definida del diagrama HR, determinada por el camino previo que ha recorrido, a su vez dependiente exclusivamente de la masa acreta.

El conjunto de puntos sobre el diagrama HR que constituyen el final de la evolución presecuencia principal de nuestra estrella y que definen la posición definitiva, por lo menos durante su estable vida adulta, de la estrella en el diagrama señalado, forman una curva a la que se da el nombre de Secuencia Principal de Edad Cero (ZAMS).

El tiempo que consume una pequeña perturbación al interior de una región fragmentada de una nube para convertirse en una estrella de la secuencia principal depende fuertemente de la masa contenida en la perturbación, de tal modo que los grumos más livianos sufriran procesos evolutivos más lentos que aquellos correspondientes a los grumos que acreten una mayor cantidad de materia.

A modo de ejemplo, en la tabla 4.1 se presenta la duración calculada de la fase de estrella de presecuencia principal.

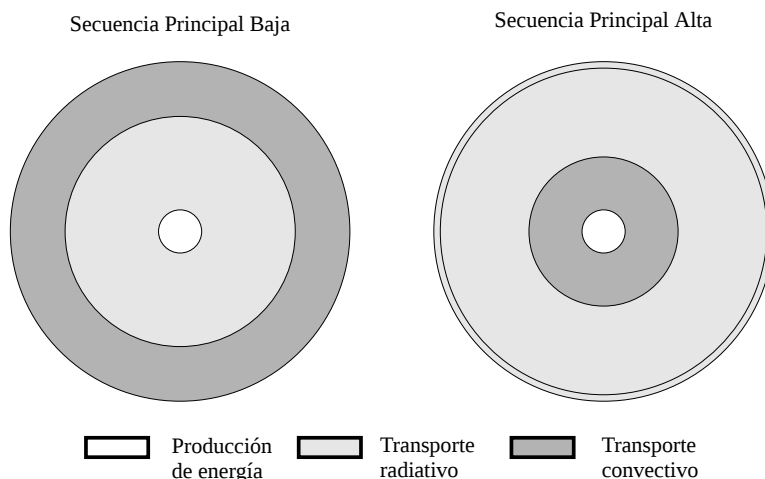


Figura 4.3: La estructura de estrellas de la secuencia principal alta y la secuencia principal baja.

4.3 Madurez Estelar

Una vez iniciados los procesos de fusión del Hidrógeno, la estrella entra en la etapa más estable de su vida. En una burda analogía con el universo humano llamaremos a esta etapa, la fase de madurez estelar.

Calculos detallados de la estructura de las estrellas durante esta etapa de su vida revelan diferencias que permiten establecer un esquema claro de diferenciación por masa. En dicho esquema se reconoce la existencia de dos tipos de estrellas : estrellas de la secuencia principal baja (LMS) y estrellas de la secuencia principal alta (HMS).

Las estrellas de la secuencia principal baja, a la que pertenece por ejemplo nuestro Sol tienen masas comprendidas entre las $0,08M_{\odot}$ (el mínimo de masas estelares) y $1,5$ a $2M_{\odot}$. Las relativamente bajas temperaturas registradas en el núcleo de estas estrellas hace más eficiente la producción de energía por la cadena protón-protón. El cálculo preciso de la estructura de estrellas en este rango de masas demuestran que en ellas la energía es transportada inicialmente (desde el núcleo) por el mecanismo de radiación. Por encima de esta región radiativa aparecen inestabilidades convectivas que se extienden hasta la superficie misma de la estrella, donde la densidad cae bruscamente, la opacidad de la materia lo hace con ella, la convección cesa y la luz es finalmente liberada en el espacio exterior (ver figura 4.3). El grosor de la región de convección en las estrellas de este tipo, depende fundamentalmente de su masa : una masa mayor corresponde a estrellas con una región de convección más superficial y delgada, mientras que la base de la zona de convección se aproxima más al núcleo cuando decrece la masa al punto que aquellas estrellas con masas cercanas al mínimo se vuelven completamente convectivas.

Las estrellas con masas entre $2M_{\odot}$ y $100M_{\odot}$ (El máximo valor de la masa esperado para

una estrella estable) pertenecen a la denominada secuencia principal alta. La estructura de las estrellas en este rango de masa difiere considerablemente de la correspondiente al anterior grupo. Para empezar, en sus núcleos se registran temperaturas suficientemente altas como para permitir que el ciclo CNO sea principal responsable de la producción de energía en la estrella. Los inmensos gradientes de temperatura registrados en el centro de este tipo de estrellas, causados por la fuerte dependencia que tiene la velocidad de las reacciones en el ciclo CNO con la temperatura (un pequeño cambio en la temperatura afecta considerablemente la rata de producción de energía por este ciclo), hacen mecánicamente inestable la materia que allí reside, lo que se manifiesta con la aparición de una región de convección que se extiende desde el centro mismo de la estrella hasta las regiones donde no es posible generar eficientemente energía. Más allá de este límite y hasta la superficie misma de la estrella, la energía es transportada por radiación.

En la figura 4.3 se muestra una representación esquemática de la estructura de las estrellas tanto de la secuencia principal baja como de la secuencia principal alta.

Mientras el Hidrógeno se encuentre en la concentración y cantidad adecuada para suplir las necesidades energéticas de una estrella madura, la estrella se mantiene en un estado altamente estable en el que pasa la mayor parte de su vida. Sin embargo la combustión del hidrógeno va consumiendo lentamente las reservas de la estrella. A medida que estas reservas se agotan y la energía producida no es suficiente para sostenerla, lentamente el interior (fundamentalmente la región nuclear) sufre una serie de cambios en su temperatura, tamaño, que terminan manifestándose finalmente en las pasivas envolturas exteriores, induciendo cambios en la luminosidad y la temperatura efectiva de la estrella misma. A una extremadamente baja rapidez la estrella empieza a abandonar su lugar original en la ZAMS (desplazándose levemente hacia arriba), dirigiéndose a la región del diagrama HR que ocupará durante su siguiente fase: la vejez.

Este leve y natural desplazamiento que sufren las estrellas durante su vida adulta sobre el diagrama HR, es el principal responsable por la anchura finita de la secuencia principal observada. En teoría, si ningún cambio se produjera durante la fase de combustión del hidrógeno, la secuencia principal que aparecería cuando se ponen sobre el diagrama estrellas de una muestra aleatoria debería tener un grosor casi nulo (una pequeña diferencia entre la posición de la ZAMS, correspondiente a distintos valores de la composición química es también esperado).

Como todo aquello relacionado con la vida de las estrellas, la duración del proceso en el cual una estrella madura abandona completamente la secuencia principal, es altamente dependiente de la masa: las estrellas de mayor masa consumirán con mayor premura el preciado combustible disponible, y su vida adulta tendrá una duración menor que la correspondiente a las estrellas de menor masa que consumen con mayor parsimonia el Hidrógeno que les es disponible. Un argumento sin embargo podría presentarse contra el anterior razonamiento "naive" : Aunque las estrellas de mayor masa consumen más rápido el hidrógeno del que disponen, ¿ no es también cierto que la cantidad de combustible que pueden quemar es también increíblemente mayor ?. Un sencillo procedimiento heurístico permite demostrar la validez del primero.

Masa	Tiempo (10^6 años)
1,0	10200
1,25	4030
1,5	1983
2,25	533,6
3,0	242,0
5,0	69,0
9,0	22,1
15,0	10,3

Tabla 4.2: La duración de lo que hemos llamado la *madurez estelar* o el período en el que estrellas de diversa masa queman hidrógeno en su núcleo.

Supongamos que durante toda la vida adulta de la estrella se consume una fracción f de la masa total de la estrella, así ,

$$E_{TOT} = fMc^2$$

Si suponemos constante la rata de emisión de energía de la estrellas, i.e. su luminosidad, esta energía será emitida en un período de tiempo con una duración de,

$$T = \frac{E_{TOT}}{L} = \frac{fMc^2}{L}$$

Habíamos descubierto empíricamente que la luminosidad de las estrellas de la secuencia principal se relaciona directamente con su masa, y obtuvimos para esa relación una forma del tipo, $T \propto M^{-4}$. De aquí finalmente concluimos que la duración T de la vida adulta de una estrella de masa M se relaciona con dicha masa en la forma,

$$T \propto \frac{1}{M^3}$$

De modo que aunque las estrellas más masivas dispongan de una cantidad mayor de combustible (proporcional a la masa total de la estrella) ellas emiten energía a una rata extremadamente mayor (proporcional a la cuarta potencia de la masa) para evitar que los efectos se contrarresten o inviertan.

En la tabla 4.2 se presentan algunos resultados obtenidos para la duración del período de vida adulta de estrellas de muy diversas masas.

4.4 Vejez y Muerte de las Estrellas

La última fase de la vida de las estrellas, es también la más rica de ellas. En las últimas etapas la estrella sufre una innumerable serie de cambios que inducen variaciones con-

siderables de la estructura total de la estrella y que la convierten por ejemplo en una gigantesca esfera de plasma débilmente unida por su autogravedad hasta un compacto objeto de dimensiones planetarias en el que se suceden los más peculiares fenómenos físicos.

Como era de esperarse aquí también la masa juega un papel protagónico en la determinación del tipo de procesos que alteran la estructura de la estrella, la escala de tiempo típica en la que se suceden dichos procesos y el resultado final.

Lo que sabemos de la vida de las estrellas, se ha obtenido casi íntegramente del estudio numérico de su cambiante estructura. El tipo de análisis involucrado en un tal estudio, involucra aspectos tanto matemáticos como físicos que están fuera del alcance de este texto, razón por la cual hasta ahora y en lo sucesivo nos dedicaremos a hablar de los aspectos cualitativos más relevantes en la descripción completa de la evolución estelar. La comprensión de los más finos detalles de nuestra simplificada descripción, se puede encontrar en las referencias especializadas incluidas en la nota bibliográfica dedicada al capítulo.

Existen profundas diferencias en la manera como estrellas de diversas masas envejecen y mueren. Un estudio detallado de esta fase de la evolución estelar exigiría casi la descripción del proceso evolutivo para distintos grupos de estrellas de acuerdo a su masa. Sin embargo, algunos de los más importantes aspectos del proceso, son comunes a la mayoría de las estrellas, aspectos a los que nos referiremos en la descripción presentada a continuación. Es de gran ayuda para el astrofísico representar los cambios acaecidos en la estructura estelar como cambios en la posición de la estrella sobre el diagrama HR ; esta herramienta se constituye en base clave para nuestra descripción.

Cuando la estrella ha agotado completamente las reservas centrales de Hidrógeno, su núcleo se ha convertido en un cuerpo inerte compuesto fundamentalmente por Helio, se ve abocada en una frenética búsqueda de energía. La fusión nuclear del hidrógeno, por ahora la fuente más eficiente del anhelado bien, ya no está disponible en el centro mismo de la estrella, pero aparece de súbito en las envolturas del núcleo de Helio que se han calentado hasta alcanzar las temperaturas necesarias para que tengan lugar las reacciones del caso. A esta se la conoce como la fase de combustión de Hidrógeno en capa, y durante ella la estrella mantiene aproximadamente constante su luminosidad pero decrece considerablemente su temperatura efectiva (lo que en síntesis corresponde a un leve aumento en el tamaño de la estrella). La estrella entra en una región del diagrama conocida por obvias razones como la Rama de Subgigantes (trayecto 1-2 en figura 4.4). Conservando prácticamente como única fuente de energía, la combustión del hidrógeno en capa, la estrella alcanza un estado crítico en el que la convección se presenta como factor dominante en el transporte de energía. En estas condiciones, la exigua energía emitida por la cáscara de hidrógeno del núcleo, es fuertemente absorbida por la opaca materia que constituye la estrella. Con ello la materia se dilata (el volumen que ocupa se incrementa para mantener una temperatura más o menos constante frente a una eficiente ganancia de energía). La luminosidad de la estrella se incrementa considerablemente, manteniendo aproximadamente constante su temperatura efectiva, que ahora, por efecto de la expansión

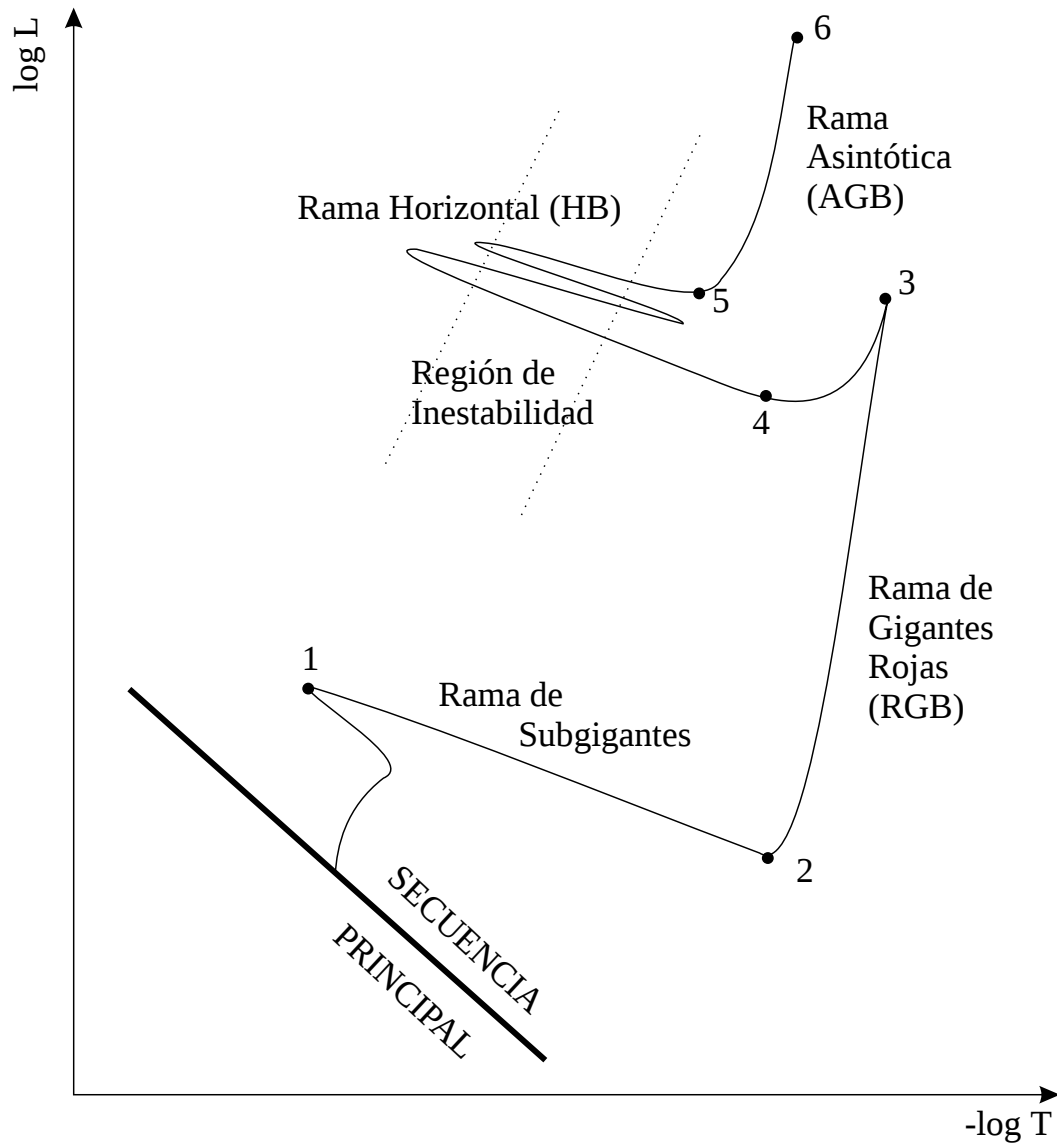
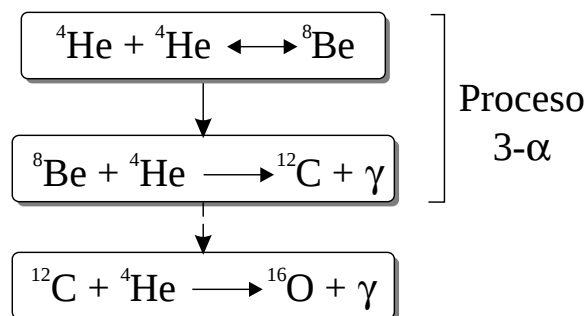


Figura 4.4: Trayectoria evolutiva que recorre una estrella después de que han cesado en su núcleo los procesos de fusión del Hidrógeno y que representa lo que hemos denominado la *vejez* de la estrella.

Figura 4.5: El proceso *Triple-Alfa*.

previa de la estrella, se vuelve tan baja que la estrella emite principalmente a grandes longitudes de onda en el visible, principalmente en el rojo. La estrella se ve ascender en el diagrama por una trayectoria conocida como la Rama de Gigantes Rojas (RGB, trayecto 2 - 3), y se convierte, sin importar su condición inicial, en una estrella rojiza gigante, una *Gigante Roja*.

La expansión descrita en el párrafo anterior solo ocurre en las opacas regiones exteriores de la estrella. La región nuclear, en contra del comportamiento general de la envoltura, de la que parece desacoplarse inicia desde el final mismo de la vida adulta de la estrella un proceso de colapso que incrementa constantemente la temperatura central y que "busca" finalmente la aparición de nuevos procesos de producción de energía.

Cuando en el núcleo de Helio se alcanzan temperaturas del orden de los 100 millones de grados (Punto 3 en el diagrama HR), las cosas cambian radicalmente para la estrella. En estas condiciones una serie de reacciones nucleares que implican la fusión de Helio y la producción neta de Carbono (y Oxígeno en menor cuantía), incrementan las esperanzas que tiene la estrella de sobrevivir a las inclemencias de la gravedad. El conjunto de reacciones mencionadas, que recibe el nombre de Proceso Triple Alfa (ver figura 4.5), relaja un poco la tensión en el núcleo de la estrella. La liberación inmediata de energía renovada procedente del nuevo mecanismo hincha el núcleo produciendo una respectiva reducción de la temperatura y y finalmente de la cantidad total de energía liberada. Al notarlo las envolturas se retraen un poco y la luminosidad de la estrella disminuye mientras su temperatura efectiva aumenta (trayecto 3-4).

La fusión del Helio en esta fase de la vida de las estrellas más livianas (las pertenecientes a la secuencia principal baja) no es tan tranquila como parece refejarse en el anterior comentario. Cuando la estrella liviana logra las condiciones de temperatura necesaria para la fusión del Helio, el plasma que compone el núcleo ha adquirido un estado colectivo particular conocido como degeneración. Aunque las propiedades del plasma en estado degenerado se discutieran en más detalle cuando hablemos de la estructura de enanas blancas en la siguiente sección, basta mencionar el hecho de que en estas condiciones, la relación entre la presión, la temperatura y la densidad (ecuación de estado) cambian considerable-

mente. Como probaremos más adelante, la presión de un plasma en estado degenerado no depende para nada de la temperatura del plasma : una variación en esta última no provoca el más mínimo cambio en la primera. Sin embargo en los gases convencionales, la relación entre la presión y la temperatura funciona a la manera de una válvula de escape : Un incremento brusco en la temperatura del gas induce un incremento en la presión ejercida por el mismo y a una inminente expansión que puede enfriar el gas. Cuando en el núcleo degenerado de una estrella de la secuencia principal baja, comienza la fusión del Helio y sube la temperatura, el núcleo estelar conserva invariable su tamaño induciendo una acumulación constante de energía, que a su vez induce al incremento de la temperatura que hace crecer la rata de producción de energía, que de nuevo recalienta el núcleo y así sucesivamente. El anterior proceso retroalimentado, conduce a la fusión rápida de casi todo el helio presente en el núcleo de la estrella y a la emisión de una ingente cantidad de energía que podría simplemente modificar un poco la estructura de la estrella o inducir la expulsión de sus envolturas. A este violentísimo y rápido proceso se lo conoce como el "Flash del Helio".

Las estrellas menos masivas, nuestro Sol por ejemplo no lograrán soportar el empujón que da el flash del Helio a sus envolturas y se verán abocadas a partir de este punto a un inevitable final, similar al que describiremos a continuación para las estrellas de masa intermedia.

El Helio se consume rápidamente dejando como remanente un compacto núcleo formado principalmente por Carbono y Oxígeno. La crisis energética que se sobreviene calienta la envoltura del núcleo hasta que allí se enciende el proceso triple-alfa, iniciándose entonces una fase de combustión de Helio en capa de características muy similares a la correspondiente fase anterior de fusión de Hidrógeno en capa. Durante el proceso la estrella vaga en las vecindades de una región del diagrama HR conocida como la Rama Horizontal (HB) (trayecto 4-5). Allí la diluida envoltura de la estrella que se ha convertido en una gigante roja o naranja, sufre inestabilidades estructurales que pueden llevarla a presentar variaciones periódicas en su estructura global. Es así como se forman muchas de las estrellas que conocemos como *estrellas variables* y la rama horizontal es la región del diagrama HR donde encontraremos la mayoría de las veces ubicadas este peculiar tipo de estrellas.

El enfriamiento de la envoltura estelar cuando se aproxima al punto 5, incrementa considerablemente la opacidad de la materia que la constituye. Por esta razón la estrella deviene completamente convectiva y como había sucedido en la RGB, se hincha. Ascende por el diagrama HR a lo largo de una trayectoria conocida como la Rama Asintótica (AB, trayecto 5-6) y se convierte en una *Supergigante Roja*.

Una vez en la rama asintótica, y bajo determinadas condiciones la estrella experimenta procesos de combustión ciclica del Helio en capa, conocidos como los "Flashes del Helio" que como veremos a continuación son determinantes en la vida futura de las estrellas más livianas.

Los cambios subsiguientes que experimenta la estrella a partir de esta etapa dependen principalmente de la masa, el parámetro clave de la evolución estelar.

Las estrellas con masas inferiores a $8M_{\odot}$, se ven fuertemente afectadas por los "flashes

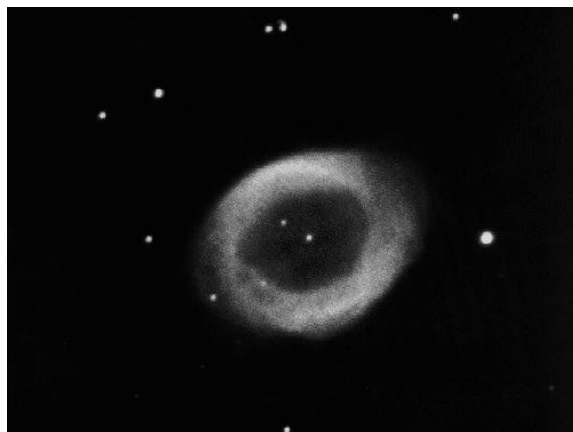


Figura 4.6: La Nebulosa Anular de la Lira, una típica nebulosa planetaria.

del helio”. La estrella empieza a perder (o emitir) copiosas cantidades de materia, que forman un intenso viento estelar, que lentamente la empiezan a dismantelar. En un prolongado proceso, capas más interiores y calientes de la estrella empiezan a ser visibles desde el exterior hasta llegar al punto en el que dejan al desnudo al inerte núcleo, un cuerpo formado principalmente por núcleos de Carbono y Oxígeno, electrones, que se encuentran en un estado degenerado y que empieza a radiar libremente el calor remanente de las fases anteriores de la evolución de la estrella. A este residuo de la evolución de las estrellas de pequeña masa se lo conoce como una *enana blanca*. Con el tiempo los gases expulsados por la estrella que se han acumulado en torno suyo, son eficientemente excitados por la radiación ultravioleta que en copiosas cantidades emite la enana blanca, y empiezan a brillar, formando una estructura conocida desde el siglo XVIII como una *nebulosa planetaria* (ver figura 4.6).

Nuestro Sol y las estrellas de masa parecida e inferior a la suya tendrán una muerte similar con la diferencia de que nunca se convertirán en supergigantes y el primer flash del helio será el responsable de la pérdida de sus envolturas.

El final de las estrellas de mayor masa, involucra unos de los más violentos episodios en la naturaleza : una explosión de *Supernova*. Las pesadas envolturas de las más masivas estrellas soportan el potente empuje dado por los flashes del helio. El núcleo de Carbono y Oxígeno, por otro lado, sigue en su afanosa búsqueda de nuevas fuentes de energía. Rápidamente la temperatura se incrementa lo suficiente para provocar la fusión del Carbono, que entre otros produce principalmente núcleos de Oxígeno. Al agotarse el Carbono, y al cabo de muy poco el oxígeno recién creado es fusionado para formar principalmente Silicio. Se agota el Oxígeno y la estrella enciende el Silicio que produce principalmente núcleos de Hierro. En esta fase la estrella ha adquirido una particular estructura formada por cascarones concéntricos de materia en fusión : el más exterior, el de Hidrógeno alimenta al cascaron inmediatamente interior de Helio que a su vez provee de materia al

siguiente y así sucesivamente. Cuando se agota el Silicio y el núcleo de la estrella colapsa para intentar fusionar el Hierro, la estrella se encuentra con una desagradable sorpresa : este tipo de núcleos (que tienen masa atómica alrededor de 56) no pueden fusionarse de manera espontánea, y por el contrario la reacción correspondiente requiere un suministro de energía para poder operar (la reacción es endotérmica). Lo último que quiere la estrella es perder energía para llevar a cabo un proceso inútil. El resultado : el núcleo inicia un irrefrenable proceso de colapso en caída libre.

Durante el proceso una serie de fenómenos de gran interés para el futuro de la estrella se suceden. Cuando la densidad y la temperatura han crecido lo suficiente, aparecen en el medio fotones archi-energéticos capaces de romper los fuertemente ligados núcleos de Hierro. El proceso recibe el nombre de fotodesintegración y es el primer paso en la transformación de la estructura del núcleo de la estrella. A su vez los núcleos de Helio producidos en la fotodesintegración del Hierro, son fotodesintegrados en sus componentes fundamentales, protones y neutrones, convirtiendo la materia en un caldo de protones, neutrones, electrones y neutrinos (!). La energía involucrada en las colisiones protón-electrón conducen a la formación eficiente de neutrones., en un proceso conocido como neutronización. El núcleo de la estrella se convierte en un hiperdenso caldo de neutrones en colapso. Cuando se alcanzan densidades que pueden superar la increíble densidad de un núcleo atómico el colapso del núcleo interior se frena. La superficie del mismo rebota hacia afuera con la violencia con la que viajaba hacia adentro generando potentes ondas de choque que en un intrincado proceso son capaces de expulsar súbitamente las envolturas exteriores de la estrella.

Desde afuera la estrella multiplica su luminosidad original, posibilitando, si es un objeto relativamente débil, observarlo, aún si nunca lo habíamos hecho. La naturaleza de aparición súbita de este tipo de fenómenos en el cielo, les mereció en la antigüedad el nombre de *Novas* (Estrellas Nuevas). En la astrofísica se acordó en llamarlas *Supernovas*.

Como residuo de este violentísimo proceso quedan los restos irregularmente esparcidos de la estrella que forman objetos nebulosos conocidos precisamente como remanentes de Supernova y de cuyas características hablaremos en la segunda parte (ver figura 4.7). Lo que anteriormente era el núcleo de la estrella se convierte ahora en un diminuto y denso objeto que conocemos como *estrella de neutrones*. Y en casos muy especiales (cuando la masa original de la estrella en explosión supera las $25M_{\odot}$) el núcleo se convierte en un bizarro objeto que conocemos como *Agujero Negro*.

4.5 Residuos de la evolución estelar

Uno de los más interesantes resultados de la teoría de la evolución estelar lo constituye la predicción de un peculiar tipo de objetos que nacen cuando la estrella termina su natural proceso evolutivo : los residuos de la evolución estelar.

Cuando la estrella envejece y se hacen más acusadas sus necesidades energéticas, se establece entre su región central, el lugar donde se produce la energía por los sucesivos pro-



Figura 4.7: La nebulosa del Velo, el remanente de una antigua explosión de Supernova.

cesos descritos, y las envolturas exteriores de la estrella una diferenciación clara instada por los distintos fenómenos que rigen su evolución. Mientras las envolturas exteriores se expanden por efecto de una extra absorción de energía procedente del interior, el núcleo sufre un colapso continuo que le permite hallar nuevas fuentes de energía distintas a las agotadas. Así las capas exteriores de la estrella se vuelven progresivamente más tenues y menos cohesionadas gravitacionalmente, en tanto la región nuclear se concentra y su densidad y temperatura se incrementan considerablemente.

En las fases finales de la vida de la estrella, por un proceso u otro, la tenue envoltura exterior es expulsada (tranquila o violentamente) dejando al descubierto las regiones nucleares, que adquieren ahora unas características únicas que las convierten en objetos independientes.

Las características de este residuo estelar, dependen principalmente de la masa de la estrella. Las estrellas con masas inferiores a alrededor de $8M_{\odot}$ dejan en su lugar núcleos compactos formados principalmente por Carbono y Oxígeno (que a la temperatura que alcanzaron no lograron fusionarse) sostenidos por la presión de degeneración de los electrones. Este tipo de objeto recibe el nombre de *Enana Blanca*. Las estrellas con masas superiores a $8M_{\odot}$ e inferiores a $25M_{\odot}$, que terminan sus vidas violentamente en una explosión de supernova, y dejan como residuo un objeto archicompacto, formado fundamentalmente por neutrones (creados durante el procesos de neutronización) y sostenido por la presión de degeneración ejercida por ellos mismo. A este tipo de objetos se los conoce como Estrellas de Neutrones. Cuando la estrella es muy masiva, $M > 25M_{\odot}$ su final explosivo deja al descubierto un pesado núcleo que entra en un irrefrenable proceso de colapso que lo convierte en lo que los astrofísicos llaman un Agujero Negro.

A continuación esbozaremos brevemente las propiedades generales de estos tres tipos de objetos, unos de los más bizarros cuerpos de la naturaleza.

4.5.1 Enanas Blancas

Antes incluso de que se formulara la teoría completa de la evolución estelar, y de que mucho menos se conocieran los estadios finales de la vida de las estrellas, la existencia de este tipo de objetos se había corroborado observacionalmente.

Aunque en una observación modesta la estrella Sirio (la más brillante del cielo), ella aparece completamente aislada de otras estrellas vecinas, observaciones detalladas revelan la existencia de un débil cuerpo que lo acompaña a una estrecha distancia aparente y que forma con él un sistema binario. Estudios detallados del movimiento relativo de las dos estrellas, Sirio (Sirio A) y su compañera (Sirio B), han permitido deducir el valor de la masa para ambas. El resultado de esta medida, cuando fue llevado a cabo por primera vez, sorprendió a todos los astrofísicos : la estrella compañera, que ya presentaba propiedades inusuales, una bajísima luminosidad y una altísima temperatura superficial (deducida de su espectro), contenía una cantidad inesperada de masa : a pesar de su baja luminosidad (alrededor de una centésima parte de la luminosidad solar) su masa equiparaba la de nuestra estrella central.

Estas características mostraban por tanto que Sirio B no era una estrella convencional (estaba fuera de la secuencia principal) y que se trataba de un objeto con una densidad tan alta (una gran masa reducida a un volumen muy pequeño) que la materia que lo constituía debería encontrarse en un estado de agregación inusual. Pero ¿ cuál era ese estado ?, ¿ que hacía brillar este tipo de objetos enanos supercalientes (Enanas Blancas) ?, ¿ cuál era su origen ?. La respuestas a estas preguntas sólo fueron posibles con el advenimiento de una teoría más completa de la materia y la descripción detallada de la evolución estelar.

En el presente hemos observado una abundante cantidad de estos objetos, para hacernos una idea de sus características comunes y de su posible origen.

Una enana blanca es pues un cuerpo relativamente pequeño, $R \approx 10^{-2}R_{\odot} \approx 6000km (\approx R_{Tierra})$, que emite radiación térmica (con una distribución de cuerpo negro) desde una superficie a una temperatura alrededor de $30000K$ (lo que la sitúa en el tipo espectral A), lo que determina su particular color blanco. Su potencia intrínseca (Luminosidad) en promedio es del orden de una centésima de la luminosidad solar. Con masas inferiores a $1,5M_{\odot}$, las enanas blancas, como ya se había señalado son objetos superdensos, $\rho \approx 10^6 \text{gr cm}^{-3}$.

Como era de esperarse la materia que constituye una enana blanca se encuentra en un estado de completa ionización. A las densidades del plasma de la enana blanca el comportamiento hidrodinámico difiere considerablemente del observado en plasmas convencionales como los que constituyen una estrella normal. Estudiemos en algún detalle el problema.

Podemos considerar a los electrones libres en la estrella como un sistema atrapado en un pozo de potencial rectangular. Los estados discretos de energía disponibles son ocupados por los electrones de una manera ampliamente conocida por la física estadística.

Imaginemos el caso extremo de un gas de electrones a una temperatura absoluta 0. En

una situación como esta, las partículas del gas buscarán ocupar los estados de menor energía disponible. Dada la existencia del principio de exclusión de Pauli, aplicable al caso de los electrones (que son partículas que obedecen a la estadística de Fermi-Dirac (Fermiones)), ellos no podrán ocupar simultáneamente todos el estado base de energía (el estado de menor energía). Por el contrario se irán "apilando" ocupando los estados disponibles en forma sucesiva. Cuando el último electrón "se acomode" lo hará ubicando un estado de energía final que dependerá en últimas de la cantidad de partículas presentes en el gas. La energía de ese último nivel, que recibe el nombre de energía de Fermi, ϵ_F , es un parámetro que caracteriza el gas y que en determinadas ocasiones determinará su comportamiento *hidrodinámico*, como veremos a continuación. ϵ_F está dado, de la física estadística, por,

$$\epsilon_F = \frac{h^2}{4\pi m_e} (3\pi^2 n_e)^{2/3}$$

Dos hechos peculiares se descubren cuando se examina la situación de un gas como este en la situación descrita : aunque la temperatura del gas es nula, e intuitivamente deberíamos esperar en el caso ideal que las partículas que lo constituyen tengan una energía cinética nula también, la verdad es otra. Aun en el cero absoluta en un gas de fermiones, las partículas están dotadas de una energía distinta de 0 y por tanto están en movimiento. Además la energía que tiene cada fermión en el gas, es precisa y bien definida y las transiciones a otros estados están en algún sentido prohibidas por efecto de la ocupación completa de los estados disponibles. A esta particular configuración de un gas de fermiones se la conoce como un Estado de Degeneración.

Sabemos sin embargo que es imposible por principio (por la cuarta ley de la termodinámica por el principio de incertidumbre) reducir la temperatura de un sistema de partículas hasta el cero absoluto. Pensemos en que le sucede al gas si su temperatura es superior a este umbral natural. La energía térmica disponible permitirá que algunas de las partículas realicen transiciones a niveles por encima de la energía de Fermi. La magnitud de la temperatura del gas determinará la cantidad de fermiones que podrán saltar por encima del umbral de Fermi y salir del estado de degeneración. Pero si, aun a temperatura no nula, la energía térmica en el gas (proporcional a kT) no es lo suficientemente grande comparada con la energía de Fermi, la mayoría de las partículas se mantendrán por debajo de esta energía y la situación de degeneración se conservará . Puede decirse que el gas se mantendrá degenerado mientras la energía térmica media este por debajo de la energía de Fermi. No hace falta pues que el gas este en el cero absoluto,

$$kT \leq \epsilon_F$$

si expresamos ϵ_F en términos de la densidad electrónica obtenemos para la anterior condición de degeneración,

$$T \leq \frac{h^2}{4\pi k m_e} (3\pi^2 n_e)^{2/3}$$

Un gas muy caliente de electrones como el que forma una enana blanca, estará degenerado a pesar de su altísima temperatura, si la densidad es lo suficientemente alta, para establecer un gran valor de la energía de Fermi. Esta es precisamente la situación en la que se encuentra la materia de una enana blanca.

Centremos ahora nuestra atención en cuales son los efectos de carácter hidrodinámico y termodinámico que tiene el hecho de que la materia de la enana blanca esté en un estado degenerado.

Desde el punto de vista estadístico la presión en el interior de un fluido, que resulta de la transferencia de momento lineal entre las partículas que lo constituyen y, por ejemplo, las paredes que lo contienen, está dada por,

$$P = \frac{1}{3} \int p v n(p) d^3 p$$

donde $n(p)$ representa la función de distribución asociada al gas de partículas, i.e. $n(p)d^3 p$ es el número medio de partículas que tienen un momento lineal entre p y $p + dp$. En un situación de degeneración, n tiene la forma,

$$n(p)d^3 p = n_e \delta(p' - p) d^3 p'$$

Así la presión del gas degenerado queda dada por,

$$P = \frac{1}{3} n_e p v$$

En un gas degenerado y sin perder precisión macroscopicamente podría considerarse a los electrones confinados en pequeñas celdas cúbicas de lado $n_e^{-1/3}$. Considerando el principio de incertidumbre aplicado a una partícula reducida a una región del espacio con esas dimensiones, puede decirse que,

$$\Delta p \approx \frac{h}{2\pi \Delta x} = \frac{h n_e}{2\pi} \quad (4.3)$$

El momento lineal mínimo de nuestro electrón confinado está dado precisamente por su incertidumbre, i.e. $p = \Delta p$. Introduciendo este hecho y el resultado inmediatamente anterior en la expresión encontrada para la presión, se obtiene,

$$P = \frac{1}{3} \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \frac{n_e^{5/3}}{m_e}$$

considerando materia completamente ionizada, y suponiendo que para las especies atómicas presentes en la enana blanca se cumple que $A = 2Z$, se puede mostrar que,

$$n_e = \left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H}$$

de donde finalmente,

$$P = \frac{1}{3m_e} \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{5/3}$$

La anterior expresión representa pues una forma aproximada a la ecuación de estado de la materia de la enana blanca. Un hecho fundamental se revela de inmediato cuando examinamos este resultado: Contrario a lo que sucede en la materia convencional, la presión en el fluido no depende de la temperatura del mismo. No es pues la agitación térmica de sus partículas la que da lugar a la presión interior, sino la situación de degeneración de los electrones confinados en estados de energía precisos.

Cuando en el núcleo de una estrella liviana ($M \approx M_\odot$) se alcanzan las condiciones de temperatura necesarias para que aparezcan los procesos de fusión del Helio, la densidad nuclear se ha incrementado a valores lo suficientemente altos para mantener la materia de esta porción de la anatomía estelar en un estado de degeneración. Cuando se inician los procesos de fusión la temperatura, por efecto de la energía liberada en dichos procesos, empieza a aumentar. En condiciones normales (materia no degenerada) la presión se incrementaría también, induciendo una expansión de la región de producción de energía que relajaría un poco los procesos por los cuales las reacciones nucleares entregan energía a la materia, esta expansión alcanzaría un punto de equilibrio que estaría seguido de una producción estable de energía. La presión así actúa al modo de una válvula de escape que controla la creciente producción de energía. Cuando la materia está degenerada esta válvula de escape se vuelve inoperante (ahora la presión no depende de la temperatura) y las reacciones de fusión de Helio empiezan a entregar una cantidad progresivamente mayor de energía a la materia lo que incrementa su temperatura que a su vez hace mayor también la tasa de producción de energía y así sucesivamente. En estas condiciones la fusión del Helio, que en las estrellas más masivas con núcleos en esta etapa aun no degenerados se realiza a una tasa estacionaria, en la situación de nuestro interés lo hace muy rápidamente, en la forma de un intenso flash de energía. Esto es precisamente lo que llamamos en la sección anterior el Flash del Helio.

Después de descubrir algunos aspectos de la física de las enanas blancas, dos preguntas restán por responder: Si la presión de degeneración de los electrones es independiente de la temperatura y por tanto de cualquier proceso que genere calor al interior de la estrella, ¿por qué no todos los residuos estelares son enanas blancas? y ¿cuál es el origen de la energía que radia una enana blanca?.

Para responder la primera pregunta imaginemos una enana blanca típica con una masa del orden de una masa solar. Agreguemos algo de masa a este objeto. Un incremento en la cantidad de materia exige, por efecto de la conservación del equilibrio hidrostático de este cuerpo, un aumento en su presión interior y por tanto un aumento en su densidad. Puede mostrarse fácilmente que el radio de una enana blanca tal y como es descrita aquí es función inversa de su masa. Sin embargo al incrementarse la densidad de la materia lo hace con ella, en virtud de 4.3, el momento lineal de los electrones y con el (a bajas velocidades) la velocidad a la que ellos se mueven. A densidades mayores (mayor masa) la velocidad de los electrones se ha incrementado lo suficiente para exigir que se realice

un análisis relativístico del problema (contrario al que hemos hecho aquí que considera la situación de electrones a bajas velocidades). Cuando se elabora un tal análisis, se descubre que para un valor crítico de la densidad, la estructura de la enana blanca se hace altamente inestable. Esta condición crítica define precisamente la masa máxima que puede tener un núcleo estelar para soportar su propia autogravedad con la presión de degeneración de los electrones. El valor de esta masa crítica fue calculado por el astrofísico hindú Subramayan Chandrasekhar y ronda alrededor de las $1,4M_{\odot}$ para las condiciones típicas en el núcleo de las estrellas livianas. En honor a su descubridor el valor máximo de la masa de una enana blanca recibe el nombre de límite de Chandrasekhar.

¿De dónde surge la energía que radia constantemente la enana blanca?. Durante los procesos previos a su constitución final, la materia que compone la enana blanca ha sido producida a altísimas temperaturas que aún conserva. Además los procesos de fusión que se dan en las capas inmediatamente superiores al núcleo que finalmente terminara convirtiéndose en nuestro cuerpo producen energía que no sólo es liberada hacia afuera para calentar las envolturas sino que también algo del calor es entregado al inerte núcleo. Cuando esta región de la estrella queda al descubierto por los procesos descritos en la sección anterior, empieza a radiar libremente ese calor remanente adquirido en las etapas previas. Lentamente nuestro objeto, que ya no goza de una fuente constante de energía (ya no la necesita, puesto que es la presión de degeneración de los electrones y no la agitación térmica de la materia, la que sostiene la estrella) se enfría hasta convertirse en un cuerpo completamente oscuro, una enana negra.

4.5.2 Estrellas de neutrones

En la sección 4.4 se describieron algunos de los procesos que tenían lugar en el núcleo de estrellas con masas superiores a $8M_{\odot}$. Se mencionó allí la aparición de una serie de procesos que comenzaban cuando la materia de la que estaban hechas (principalmente núcleos de Hierro) se desintegraba por efecto de un intenso baño de radiación gamma, por efecto de las increíblemente altas temperaturas registradas en esta fase del colapso, seguido por la conversión vía un decaimiento β^+ inverso de los protones en neutrones, conocido como neutronización de la materia.

Por efecto de este último proceso, la densidad de neutrones en el núcleo de la estrella crece considerablemente, hasta que el efecto de la presión de degeneración de los mismos (que también son fermiones) empieza a dominar el comportamiento hidrodinámico de la materia. En un tal estado el colapso es bruscamente frenado y se suceden los fenómenos que acompañan la explosión de una supernova. Una vez las envolturas de la estrella han sido expulsadas queda al descubierto el interior neutrónico de la misma, que pasa a convertirse en un objeto independiente, el residuo de la muerte de la estrella, al que se conoce como Estrella de Neutrones.

La masa de estos especialísimos objetos se predice del orden de una vez la masa del Sol. Sin embargo su densidad es tan grande (10^{14} gr cm^{-3} , la densidad de un núcleo atómico), por efecto del fuerte colapso sufrido en las fases previas a su formación, que toda aquella masa

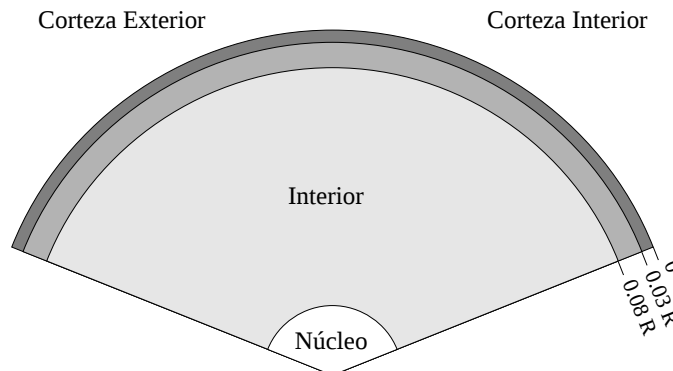


Figura 4.8: La estructura calculada de una estrella de neutrones.

se ve reducida a una esfera con un diámetro de aproximadamente 10 km !. La temperatura en su superficie puede ascender en equilibrio (una vez se ha constituido definitivamente después de la explosión) al millón de grados, 1000 veces menor sin embargo a la que tenía antes y durante su formación.

La estructura detallada de las estrellas de neutrones no es conocida completamente. Esto se debe principalmente al hecho de que desconocemos grandemente las bizarras propiedades que puede exhibir la materia en las condiciones allí reinantes (altísimas temperaturas y densidades). Mediante la extrapolación de las propiedades de la materia en condiciones más comunes, ha permitido hacernos, sin embargo, una buena idea de lo acontecido en el interior de estos extraños cuerpos.

Una estrella de neutrones está formada por la superposición de 3 capas bien diferenciadas, donde la materia exhibe comportamientos distintos (ver figura 4.8). La más exterior de ellas, la denominada Corteza Exterior, está constituida por núcleos de Hierro y electrones relativistas en estado degenerado. Bajo ella, en la corteza interior, el proceso de neutronización ha enriquecido de neutrones los núcleos allí presentes, principalmente ${}^{118}_{36}\text{Kr}$ ($Z/A = 0,3$), los cuales se vuelven estables por efecto de la ausencia de estados de energía libres para los eventuales electrones producidos en el necesario decaimiento β^- . En esta región de la estrella, algunos de los neutrones libres empiezan a aparearse (pairing) formando estructuras débilmente interactuantes que se desplazan casi sin presentar ninguna resistencia y dotando al gas al que pertenecen de la propiedad de superfluidez. En el interior mismo de la estrella, las presiones densidades y energías llegan al extremo de destruir la estructura nuclear : ningún núcleo estable puede sobrevivir en esas condiciones. Los neutrones libres forman un gas superfluido y los protones se vuelven superconductores. Cerca al núcleo el medio probablemente se enriquece en piones por efecto de la conversión $n^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$.

A diferencia de lo sucedido con las Enanas Blancas, las estrellas de neutrones fueron primero creaciones teóricas sin un sustento observacional. La situación se mantuvo por

años dado el increíble problema que significaba observar un objeto tan supremamente débil y caliente. En 1968, Jocelyn Bell, hizo un descubrimiento que iba a cambiar esta desventajosa situación en la que se encontraban las Estrellas de Neutrones frente a otros objetos bizarros ya detectados. Descubrió lo que parecía ser una fuente periódica de radiación en dirección a la nebulosa del Cangrejo. El objeto emitía unos 33 pulsos de radio cada segundo con una precisión jamás observada. Su particular naturaleza e mereció rápidamente el nombre de *Pulsar*, (acrónimo de *Pulsating Star*) y sólo pudo ser explicada haciendo uso de las peculiares propiedades de las teóricas estrellas de neutrones.

Casi todos los cuerpos en el universo están rotando. Las estrellas no son la excepción. Una vez la estrella empieza a envejecer sus envolturas interiores y la región que comprende su núcleo se divorcian dinámicamente. Algo de la rotación de la estrella es conservado por su núcleo. Cuando colapsa, el efecto del principio de conservación del momento angular lo obliga a incrementar la frecuencia de rotación conforme se reduce su radio. Una vez esta región de la estrella ha adquirido una estructura final estable, su radio ha decrecido en tal grado que la podremos encontrar animada de una ingente velocidad de rotación.

Teniendo en cuenta este efecto es posible determinar cuál será el período de rotación de una enana blanca o una estrella de neutrones, una vez culmina su formación. Los resultados demuestran que las estrellas de neutrones, que reducen en mayor cuantía sus dimensiones lineales, adquieren cortísimos períodos de rotación que coinciden en orden de magnitud al observado en el Pulsar de Jocelyn.

Es bien sabido también que las estrellas pueden estar dotadas de campos magnéticos inducidos por la acción de corrientes de plasma en el seno, por ejemplo, de regiones de convección en su interior. Dichos campos magnéticos que en la superficie estelar pueden llegar a ser en extremo complejos, en el interior pueden adquirir una estructura organizada y conservarla hasta las más avanzadas etapas en la evolución de la estrella misma. Suponiendo un núcleo estelar dotado de un campo magnético cercanamente dipolar, el principio de conservación del flujo magnético obliga que cuando dicho núcleo se reduce en tamaño (su área disminuye) la intensidad del campo superficial debe incrementarse considerablemente.

Cuando consideramos la situación de una estrella de neutrones en formación nos encontramos con la aparición de intensísimos campos magnéticos que en determinadas condiciones pueden manipular con violencia la materia cargada principalmente en las regiones de polaridad magnética donde es mayor. De este modo se forman en dichas regiones "puntos calientes" en la superficie y la magnetosfera de la estrella, que pueden inducir la emisión de ingentes cantidades de radiación detectables desde Tierra. En la figura 4.9 se representa esquemáticamente el comportamiento de la estrella de neutrones que da origen al pulsar generalmente asociado con ella.

4.5.3 Agujeros Negros

Uno de los más extraños objetos astrofísicos predichos teóricamente lo constituyen los denominados agujeros negros.

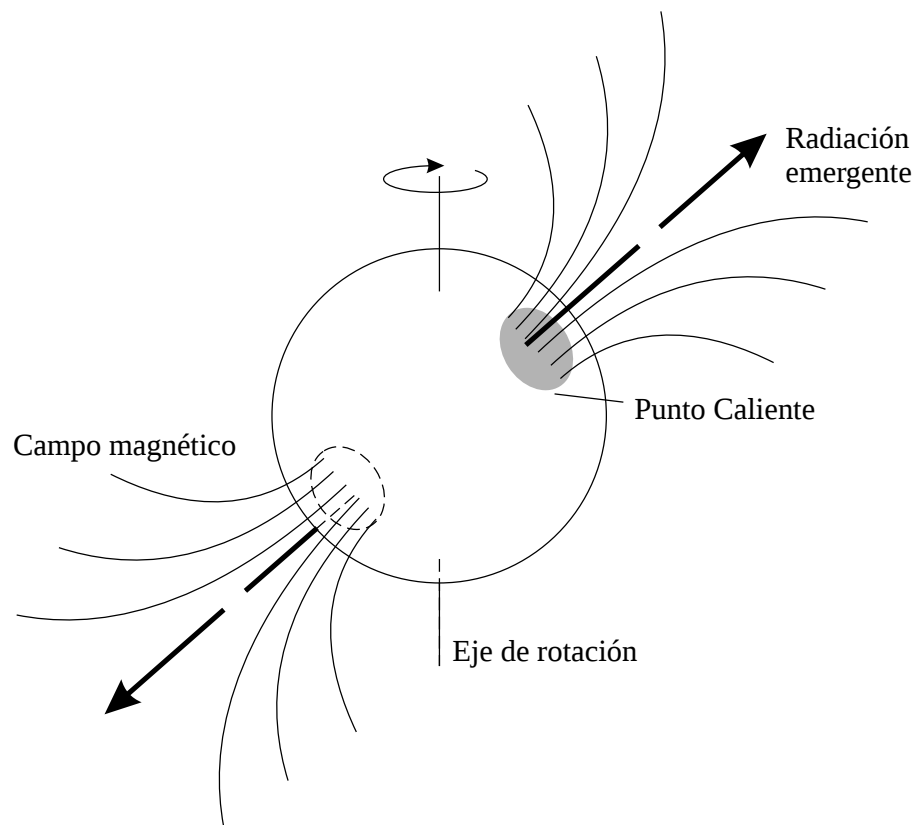


Figura 4.9: Estructura del campo magnético de un *Pulsar*.

Desde la primera insinuación de su existencia en el siglo XVIII, hasta el más completo estudio de sus propiedades a principios del siglo XX, ellos habían permanecido en el papel como meras curiosidades teóricas irrealizables en la naturaleza. El estudio de las últimas y violentas fases de la evolución de las estrellas masivas ha finalmente mostrado el camino por el que cuerpos tan bizarros como estos podrían formarse.

Describiremos a continuación algunas de las propiedades predichas para ellos, la manera como son formados en los últimos instantes de la vida de las estrellas y los medios astrofísicos necesarios para detectarlos.

La existencia de los Agujeros Negros fue intuita desde hace unos dos siglos por el físico inglés John Michell. En los *Philosophical Transactions of the Royal Society* en 1784 Michell escribía,

"If the semidiameter of a sphere of the same density with the Sun were to exceed that of the Sun in the proportion 500 to 1, (...) all light emitted from such a body would be made to return toward it"

La idea de Michell fue también concebida independientemente por Pierre Simon de Laplace, quien en el año 1796 escribiría en su libro *Exposition du Systeme du Monde*,

"Un astre luminex de meme densite que la terre et dont le diametre serait deux cents cinquante fois plus grand que celui du soleil, ne laisserait, en vertu de son attraction, parvenir aucun de ses rayons jusqu' a nous ; il est donc possible que les plus grands corps luminex de l'univers soient, par cela meme, invisibles"

En ambos razonamientos encontramos varias cosas en común: los cuerpos cuya existencia era propuesta por ellos poseían, de acuerdo a su densidad y volumen masas extraordinariamente grandes, cercanas a 10^7 veces la masa del Sol. Con semejantes masas, y radios relativamente pequeños dichos cuerpos presentarían en su superficie fuerzas de atracción gravitacional tan grandes que la velocidad de escape (la necesaria para huir del retentivo efecto de su gravedad) sería igual o mayor que la de la luz. En estas condiciones, y suponiendo que la luz está formada por un haz de partículas, tal y como lo había propuesto Newton 100 años antes, ningún rayo de luz tendría la suficiente energía cinética necesaria para escapar de un cuerpo con las propiedades descritas. Desde el exterior el cuerpo aparecería oscuro por la imposibilidad de que la luz emitida desde su superficie nos alcanzara.

Hoy podemos asegurar que los supuestos de los que partieron Michell y Laplace en sus razonamientos son erróneos, la luz no es un simple chorro de partículas y la validez de la teoría de la gravitación de Newton no puede ser sostenida en todos los casos, por tanto sus conclusiones no pueden ser completamente válidas. No obstante, sus propuestas fueron la base para un posterior análisis del problema del efecto de la gravitación (mirada con ojos modernos) sobre la luz (en la visión contemporánea) que emite un cuerpo, análisis que conduce a resultados similares a los obtenidos por los medios usados por Michell y Laplace.

Imaginemos un cuerpo esférico de radio R y masa M , que colapsa y desde cuya superficie es emitido un rayo de luz monocromática de longitud de onda λ . Un observador situado a gran distancia del objeto sigue paso a paso su evolución.

Un cálculo directo, mediante el uso de las herramientas de la Teoría General de la Relatividad (la moderna teoría de la gravitación) permite establecer la existencia de una diferencia entre el ritmo al que transcurre el tiempo en la superficie del objeto estudiado y en el referencial del observador. Si llamamos dt a la duración de un evento como es medido en la superficie del cuerpo, la relatividad general predice que en el marco de referencia del observador lejano dicho evento tiene una duración dt_o dada por,

$$dt_o = \frac{dt}{\sqrt{1 - \frac{2GM}{Rc^2}}} \quad (4.4)$$

i.e. en la superficie del cuerpo las cosas parecen transcurrir más lentamente cuando son observadas desde lo lejos. A este fenómeno se lo conoce como dilatación temporal.

En estas condiciones si lo que consideramos es la emisión de una onda lumínica de período P y frecuencia ν , el efecto de la dilatación temporal inducirá en la onda detectada desde lo lejos una alteración del período dada por 4.4, que se manifestará finalmente en una contracción de la frecuencia expresado por,

$$\nu_o = \nu \sqrt{1 - \frac{2GM}{Rc^2}}$$

Uno de los principios de la Teoría de la Relatividad supone la invarianza de la velocidad de la luz cuando es medida por cualquier observador. Si esto es así la anterior contracción en la frecuencia de la onda se manifestará como una dilatación en su longitud, dada por,

$$\lambda_o = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \frac{2GM}{Rc^2}}}$$

La radiación emitida desde la superficie de cualquier objeto gravitante, sufrirá en virtud de lo anterior un corrimiento gravitacional al rojo.

El efecto combinado del corrimiento al rojo y la dilatación temporal produce además una disminución de la potencia total de la onda detectada desde lo lejos. Si suponemos que en un tiempo dt , medido en la superficie, son emitidos dN fotones con energía $h\nu$ (medida también en la superficie del objeto estudiado), la potencia total radiada, como es observada allí, será,

$$P = \frac{dN h \nu}{dt}$$

Cuando se observa el fenómeno desde afuera, el mismo número de fotones, dN , es detectado en un tiempo dt_o llevando cada uno una energía $h\nu_o$. La potencia medida está pues dada por,

$$P_o = \frac{dN h \nu_o}{dt_o}$$

reemplazando las respectivas relaciones se obtiene,

$$P_o = \frac{dN h \nu}{dt} \left(1 - \frac{2GM}{Rc^2} \right)$$

$$P_o = P \left(1 - \frac{2GM}{Rc^2} \right)$$

es decir desde afuera la potencia detectada es inferior a la realmente emitida por la fuente de luz en la superficie del cuerpo.

En síntesis, la alteración del tiempo producida por efecto de la gravedad en las cercanías del cuerpo considerado, induce cambios en la radiación emitida desde allí : Un enrojecimiento causado por la disminución en la frecuencia y una atenuación de su luminosidad causado simultáneamente por el enrojecimiento y la dilatación temporal.

Una situación crítica puede ser identificada analizando las anteriores expresiones. ¿ Qué sucede cuando al colapsar el cuerpo adquiere un tamaño cercano a $2Gm/c^2$?. El tiempo entre eventos vecinos se hace infinitamente grande, los sucesos parecen congelarse allí donde acaecieron por última vez. La radiación se hace infinitamente "roja" y su potencia se hace en extremo pequeña como para ser detectable por instrumento alguno : el objeto desaparece de nuestra vista. Se ha formado lo que Michell y Laplace, por medios completamente distintos, habían predicho : un objeto oscuro.

Esta moderna visión del efecto que tiene la gravedad sobre la luz nos permite pues predecir la existencia de cuerpos desde cuya superficie o interior es imposible detectar exteriormente radiación alguna, desde una distancia a su centro inferior a,

$$R_s = \frac{2GM}{c^2}$$

A esta distancia crítica se la conoce como Radio de Schwarzschild en honor a Karl Schwarzschild, físico alemán quien resolvió por primera vez sin ninguna aproximación el problema de la alteración del espacio y el tiempo en las vecindades de un cuerpo esférico con masa, solución en la que se basa nuestro cálculo de la dilatación temporal.

Si es imposible que la luz pueda escapar de la región interior al Radio de Schwarzschild, ninguna otra cosa en el universo lo hará . Así cualquier partícula que se aproxime al cuerpo a una distancia inferior a dicho radio, quedará inevitablemente atrapada. La superficie que define, se constituye pues en una "membrana" unidireccional que los teóricos llaman "Horizonte de Eventos" y nuestro cuerpo se convierte en un sumidero de energía. Estas características le merecieron a este tipo de objetos el nombre de "Agujeros Negros" acuñado por John Wheeler en la década de 1970.

Una vez los teóricos de la gravitación se percataron de la existencia de tan extraña predicción de la relatividad general, inmediatamente se cuestionaron acerca de si la naturaleza podría formar cuerpos tan singulares.

El mismo Einstein, el padre de la Teoría General de la Relatividad, reacio a considerar una tal posibilidad, demostró en el año de 1939 que era imposible físicamente que un sistema de partículas unidas por su gravedad colapsaran hasta que el sistema adquiriera dimensiones menores a las de su radio de Schwarzschild. Sin embargo, ya desde hace un

buen tiempo se había predicho la existencia de las estrellas de neutrones como residuos del proceso de evolución estelar. Objetos como estos tenían ya dimensiones cercanas a las del tamaño crítico predicho. Si esto era así era de esperarse que cuando el núcleo de estrellas masivas tuviera una masa superior al máximo soportable por la presión de degeneración de los neutrones, el colapso inevitable llevaría al objeto por debajo de su radio de Schwarzschild convirtiéndolo en un Agujero Negro. Finalmente, el mismo año en el que Einstein publicara su demostración, Robert Oppenheimer demuestra que una vez superada su masa crítica una estrella de neutrones colapsa irrefrenablemente hasta convertirse en un punto, una singularidad espacio-temporal, y por tanto, en un agujero negro.

Hoy sabemos, como finalmente lo demostrara Oppenheimer, que el núcleo de estrellas muy masivas ($M > 25M_{\odot}$) que han envejecido, no puede ser soportado por fuerza alguna y colapsa inevitablemente hasta convertirse en un agujero negro. En sentido estricto puede decirse sin embargo, que cuando el colapso final de un tal núcleo estelar es observado desde el exterior, la alteración del espacio-tiempo en sus vecindades provocara la apariencia de una aproximación eterna de dicho núcleo a su radio crítico y nunca el traspaso de esta barrera asintótica. En la realidad existirán pues en la forma de esferas de materia congeladas y completamente oscuras.

Si los agujeros negros no emiten radiación, ¿ cómo podemos percatarnos de su existencia ?.

La solución de este problema, la detección de los agujeros negros, se ha constituido en uno de los más difíciles problemas observacionales del presente. Si bien provenientes de ellos no puede alcanzarnos ningún tipo de radiación, su masa puede ejercer un efecto gravitacional cuantificable sobre masas vecinas.

Por suerte una buena parte de las estrellas se forman en compañía de otras estrellas sistemas multiples. Si en un sistema como este eventualmente una de las componentes se convirtiera en un invisible Agujero Negro, aun sin ser detectado directamente, el efecto que tendría sobre las demás componentes se convierte en señal segura de su existencia.

Otra de las situaciones en las que puede estar envuelto un agujero negro estelar, y que facilitan su detección, es aquella en la cual materia procedente la mayoría de las veces de estrellas vecinas (con las que forman por ejemplo un sistema binario) es puesta en órbita su alrededor. Por efecto de los intensos campos gravitacionales la materia es acelerada y por el rozamiento calentada a niveles extremos que la obligan a emitir copiosas cantidades de radiación de alta energía (generalmente Rayos X). La detección de fuentes de dicha radiación en sistemas binarios es indicio seguro de la existencia de agujeros negros que roban material a su estrella compañera.

4.6 Ejercicios

- 4.1 Explicar la dependencia que tiene el valor de la masa crítica de Jeans (dada por 4.2) con la densidad, la temperatura y la composición química de una nube.

4.2 La Masa de Jeans mínima para una nube en colapso que se fragmenta es,

$$M_{Jmin} = 0,03 T^{1/4} e^{-1/2} \mu^{-9/4} M_{\odot}$$

donde $e \approx 0,1$ y $\mu \approx 1$.

- a. Para una nube en la que $T = 1000$ K, determinar la masa mínima de las inhomogeneidades que logran constituirse en protoestrellas.
- b. Utilizando las relaciones entre la masa y la longitud de Jeans con la densidad de la nube, determinar el tamaño de las inhomogeneidades de masa mínima.

4.3 Algunos investigadores han propuesto, utilizando los datos medidos de las ratas de perdida de masa de ciertos tipos de estrellas en la rama asintótica, una expresión general que relaciona el valor de dicha rata con importantes cantidades medibles asociadas con las estrellas del tipo indicado. Una de las más populares desarrollada por D. Reimers está dada por,

$$\frac{dM}{dt} = -4 \times 10^{-13} \eta \frac{L}{gR} M_{\odot} \text{año}^{-1}$$

donde η es un parámetro libre cuyo valor esperado esta cerca a la unidad, y L , g , R (luminosidad, aceleración de la gravedad superficial y radio, respectivamente) están dadas en unidades solares.

- a. Explicar cualitativamente la dependencia de la rata de perdida de masa con la luminosidad, el radio y la masa de la estrella.
- b. Estimar la rata de perdida de masa de una estrella de en la rama asintótica con $1 M_{\odot}$ con una luminosidad de $7000 L_{\odot}$ y una temperatura de 3000 K.
- c. Asumiendo que L , R y η no cambian con el tiempo derivar una expresión para la masa de la estrella como una función del tiempo.
- d. ¿ Cuanto tiempo tardaría la estrella del literal **a.** para reducir su masa al valor de la del núcleo degenerado de Carbono-Oxígeno de $0,6 M$?.

4.4 El flujo de neutrinos estimado, procedente de *SN1987A* (supernova visible en la nube mayor de Magallanes en el año de 1987) fue de $1,3 \times 10^{10}$ neutrinos/cm². Si la energía media por neutrino fu aproximadamente $4,2$ MeV, estimar la cantidad de energía emitida en forma de neutrinos por la supernova. Compare el resultado con la cantidad de energía en forma de radiación, emitida por segundo por la supernova.

Ayuda: La distancia a la nube mayor de Magallanes es de unos $160\,000$ a.l. y una supernova típica tiene una magnitud bolométrica en el máximo de $M_{bol} = -19$.

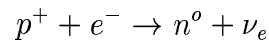
4.5 La enana blanca más fácil de observar se encuentra en la constelación del Río Eridano. Pertenecce a un sistema triple denominado conjuntamente 40 Eridani. La componente 40 Eridani B es la enana blanca en cuestión.

- El período del sistema 40 Eri B y C es de 247,9 aos. El paralaje trigonométrico del sistema es 0,201" y el semieje mayor del sistema reducido subtiende visto desde la Tierra un ángulo de 6,89". La razón de las distancias de 40 Eri B y C al centro de masa es $a_B/a_C = 0,37$. Encontrar la masa de 40 Eri B y C en términos de la masa solar.
- La magnitud absoluta bolométrica de 40 Eri B es 9,6. Determinar su luminosidad.
- La temperatura efectiva de 40 Eri B es de 16 900 K. Determinar su densidad promedio.

4.6 En el límite relativístico extremo, la velocidad de los electrones es asumida igual a la velocidad de la luz. Utilizando el mismo razonamiento que fue usado para deducir la ecuación de estado de un gas degenerado de electrones no relativistas, demostrar que,

$$P \approx \frac{hc}{3} \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{4/3}$$

4.7 Considere el siguiente proceso endotérmico mediante el cual se transforman protones en neutrones,



- suponiendo que la fracción de energía que se lleva el neutrino es despreciable, calcular la energía cinética mínima del electrón para que tenga lugar la reacción anterior, suponiendo que dicha energía es precisamente lo que le falta a la masa conjunta del electrón y el protón para ser igual a la del neutrón.
- Utilizando la expresión para la energía cinética relativista ³, determinar la velocidad de el electrón que produce la reacción anterior.
- Determinar, utilizando la relación densidad - velocidad media encontrada para un gas de electrones degenerados (y expresada indirectamente en 4.3, la densidad de la materia que constituye el núcleo de una estrella supermasiva en la que ocurre el proceso descrito anteriormente, que conduce a la formación de un material con núcleos con superabundancia de neutrones como el ^{118}Kr , etapa previa a la constitución de una estrella de neutrones.

³ $mc^2 = m_0c^2 + K$

4.8 Considere un cuerpo esférico de masa M , que radia energía como un cuerpo negro desde su superficie situada en la posición $r = R$. Considerando los efectos predichos por la relatividad general sobre la alteración del espacio y el tiempo en presencia de un campo gravitacional, encontrar,

- a. Teniendo en cuenta la dilatación del tiempo, la medida que hace el observador en el infinito de la luminosidad del cuerpo es,

$$L = \Gamma^2 L_o$$

donde Γ es el factor $(1 - 2GM/R_c^2)^{1/2}$ y los subíndices cero se refieren a las medidas realizadas por un observador situado sobre la superficie del cuerpo considerado.

- b. Utilizando la ley de Wien el observador en el infinito determina una temperatura de la forma,

$$T = \Gamma T_o$$

- c. Utilizando la ley de Stefan, el observador en el infinito estima un radio para el cuerpo que está dado por,

$$R = R_o/\Gamma$$

Bibliografía

- [1] Bohm-Vitense, Erika, *Introduction to Stellar Astrophysics, Vol. 2 Stellar Atmospheres*, Cambridge University Press, Cambridge, 1992
- [2] Collins II, George, *The Fundaments of Stellar Astrophysics*, W.H. Freeman and Company, New York, 1989
- [3] Chiu, Hong-Yee, *Stellar Physics*, Blaisdell Publishing Company, Waltham, 1968
- [4] Kitchen, C. R., *Astrophysical Techniques*, Adam Hilger, Philadelphia, 1984
- [5] Narlikar, Jayant, *Fenómenos Violentos en el Universo*, Alianza Editorial, Madrid, 1987
- [6] Ostlie, D.A., and Carrol, B.W., *An Introduction to Modern Astrophysics*, Addison-Wesley, 1996
- [7] Schatzman, Evry L., and Praderie, Francoise, *The Stars*, Springer-Verlag, New York, 1990
- [8] Schwarzschild, Martin, *Structure and Evolution of the Stars*, Dover Publications, New York, 1958

